

Title	Al-Zn合金等の相分離過程(非線形緩和過程の統計物理,研究会報告)
Author(s)	好村, 滋洋
Citation	物性研究 (1982), 39(3): C22-C26
Issue Date	1982-12-20
URL	http://hdl.handle.net/2433/90801
Right	
Type	Departmental Bulletin Paper
Textversion	publisher

好村滋洋

きなくなる。O.C. では、光子系のオペレーター性のために N^2 の項がすべてキャンセルしてしまうことはないが、その項は、長時間極限において2次の項の g_{AL}^2 にくり込まれる形をしている。

(1)式を Boson Coherent 表示で表わし、Order estimate により余分な項を省略すると、

$$\dot{f}(t) = \left[\left(\frac{\partial}{\partial \beta^*} \beta^* + \frac{\partial}{\partial \beta} \beta \right) (\kappa - \tilde{\alpha}_1(t) + \alpha_{n1}(t) \beta^* \beta) + \tilde{q}(t) \frac{\partial^2}{\partial \beta^* \partial \beta} \right] f(t)$$

となる。さらに、長時間極限をとると、

$$\dot{f}(t) = \left[\left(\frac{\partial}{\partial \beta^*} \beta^* + \frac{\partial}{\partial \beta} \beta \right) (\kappa - \tilde{\alpha}_1 + \alpha_{n1} \beta^* \beta) + \tilde{q} \frac{\partial^2}{\partial \beta^* \partial \beta} \right] f(t)$$

$$\begin{cases} \tilde{\alpha}_1 = \frac{N g_{AL}^2 \sigma_0}{r_{\perp}} \left(1 - \frac{N g_{AL}^2 \sigma_0}{r_{\perp}^2} \right) \\ \tilde{q} = \frac{N g_{AL}^2 (H \sigma_0)}{r_{\perp}} \left(1 - \frac{N g_{AL}^2 \sigma_0}{r_{\perp}^2} \right) \\ \alpha_{n1} = \frac{4 N g_{AL}^4 \sigma_0}{r_{\perp}^2 r_{\parallel}} \end{cases}$$

となる。 $\tilde{\alpha}_1$, \tilde{q} の第2項が光子系のオペレーター性による量子論的補正である。

4次の項の計算は非常に複雑であるが、鏡映演算子を用いたダイアグラム法⁵⁾を使うと見通し良く計算できる。

3. references

- 1) H. Risken; "Progress in Optics" Vol. VIII, pp. 239-294.
- 2) F. Haake; Z. Physik, 227, (1969) 179.
- 3) F. Shibata and T. Arimitsu; J. Phys. Soc. Jpn. 49, (1980) 891.
- 4) T. Arimitsu and T. Tominaga; J. Phys. Soc. Jpn. 51, (1982) No. 10.
- 5) T. Arimitsu; J. Phys. Soc. Jpn. 51, (1982) 1720.

Al-Zn 合金等の相分離過程

広島大学総合科学部 好村 滋 洋

二元系合金における相分離過程の研究は、実用上重要であるばかりでなく、Cahn¹⁾ の「ス

ピノードル分解”の理論以来、気体-液体転移、二成分液体、二成分高分子溶液を含む相分離過程の研究一般にとっても極めて重要である。しかしながら Langer, Bar-on & Miller²⁾ や Binder & Stauffer³⁾ Furukawa⁴⁾らのより進んだ理論との比較では、流体力学的効果のある二成分液体の実験結果や Marro, Lebowitz, Kalos (MLK)⁵⁾らの kinetic Ising 模型に基づくモンテ・カルロ法の計算結果が注目されている。この訳は合金の相分離過程における構造関数 $S(k, t)$ に関して十分信頼に足る実験結果が不足していることが考えられる。

我々の研究グループではこの数年 Al-6.8% Zn および Al-10% Zn の二元系合金およびこれらにそれぞれ 0.1% Mg を入れた三元系合金について、時効の時間 t あるいは温度 T を変えて $S_T(k, t)$ に直接比例するマクロスコピックな散乱断面積 $(d\Sigma/d\Omega)_T(k, t)$ の測定を中性子小角散乱を用いて行ってきた。その結果判明したのは次の諸点である。

i) 二元系 Al-6.8% Zn および三元系 Al-6.8%-0.1% Mg 合金を 300℃の一相領域から 40℃の二相領域に急冷して時効した結果、 $(d\Sigma/d\Omega)_{40^\circ\text{C}}(k, t)$ の極大を与える k の値 k_m およびその極大値 $(d\Sigma/d\Omega)_m$ は Binder, Stauffer が予測するような指数則³⁾

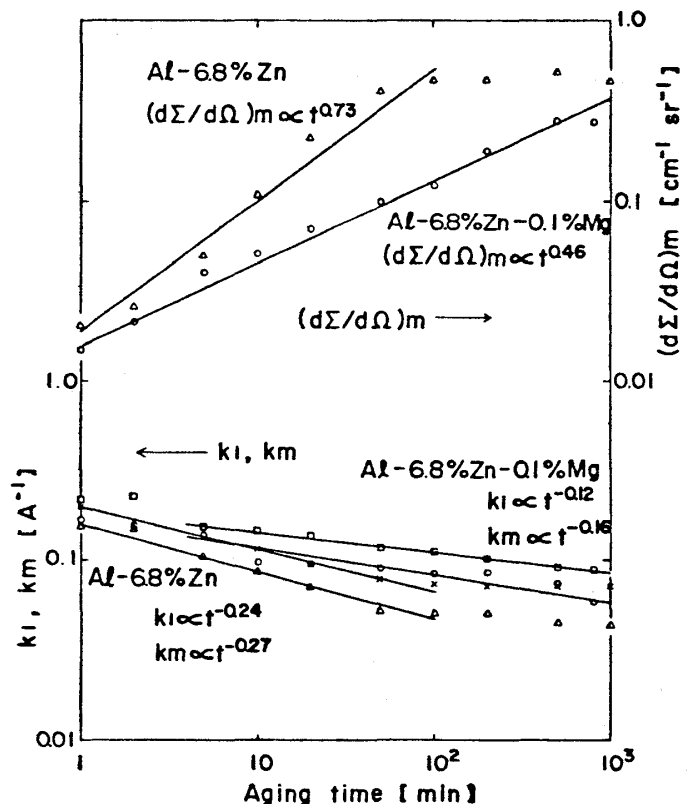
$$k_m(t) \propto t^{-a'} \quad (1)$$

$$(d\Sigma/d\Omega)_m(t) \propto t^{a''} \quad (2)$$

に従う(第1図)^{6,7)} ここで、上の二元系合金について $a' = 0.27$, $a'' = 0.73$ であり、三元系合金については $a' = 0.16$, $a'' = 0.46$ である。それぞれの合金で Binder らの予測するような $a'' = 3a'$ がほぼ成り

立っており、Binder らの予測値 $a' = 0.167$, Furukawa の予測値 $a' = 0.20$ に近い。

ii) Al-6.8% Zn-0.1% Mg および Al-10% Zn-0.1% Mg の2つの三元系合金を異なる温度 T でそれぞれ 1000 分時効した結果、 $(d\Sigma/d\Omega)_T(k, 1000\text{min})$ に対する k_m および $(d\Sigma/d\Omega)_m$ の時効時間 t に対する依存性。 k_1 は $S(k, t)$ に関する k の一次のモーメントである。



第1図 k_m , k_1 および $(d\Sigma/d\Omega)_m$ の時効時間 t に対する依存性。 k_1 は $S(k, t)$ に関する k の一次のモーメントである。

好村滋洋

$/d\Omega)_m$ を求めて次の指数則

$$k_m \propto D^{-a'} \propto \exp(a' \Delta E/RT) \quad (3)$$

$$(d\Sigma/d\Omega)_m \propto D^{a''} \propto \exp(-a'' \Delta E/RT) \quad (4)$$

と比較した。ここで D は各温度での拡散係数

$$D = D_0 \exp(-\Delta E/RT) \quad (5)$$

で、 ΔE は活性化エネルギー、 R は気体定数である。Al-Zn 合金について知られている値 $\Delta E = 27300$ [cal/mol] を用いると、6.8% Zn を含む三元系合金では $a' = 0.093$ で、10% Zn を含む三元系合金では $a' = 0.106$ である(第2図⁸⁾。

このように指数則(3)は成り立

っており、時効時間 t と時効温度 T との間にある種の対応関係

$$\log t \propto -1/T \quad (6)$$

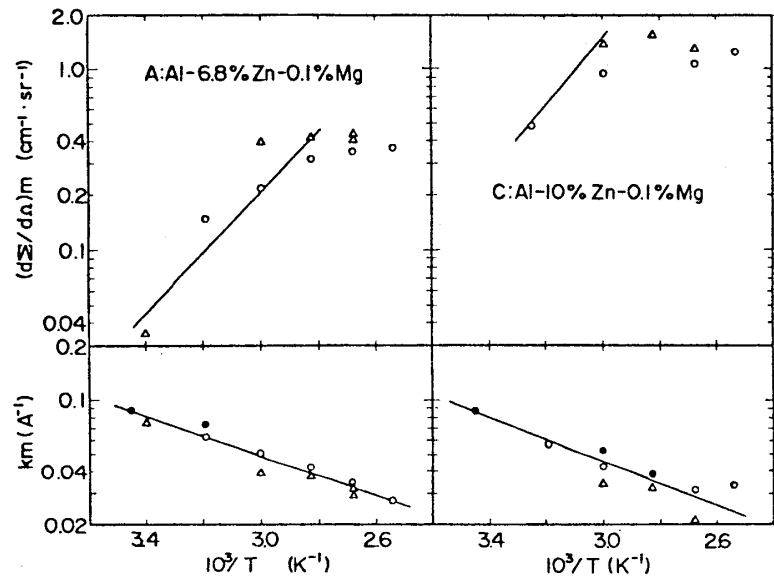
が成立するように見える。ところが、指数則(4)は低温ではともかく相分離温度に近い高温では十分成り立っているとは言えない(第2図)。

iii) 上記 i) の Al-6.8% Zn および Al-6.8% Zn-0.1% Mg の 40 °C 時効のデータについて、MLK の提唱する構造因子 $S(k, t)$ についてのスケーリング則⁵⁾

$$S(k, t) = [k_1(t)]^{-3} F(k/k_1(t)) \quad (7)$$

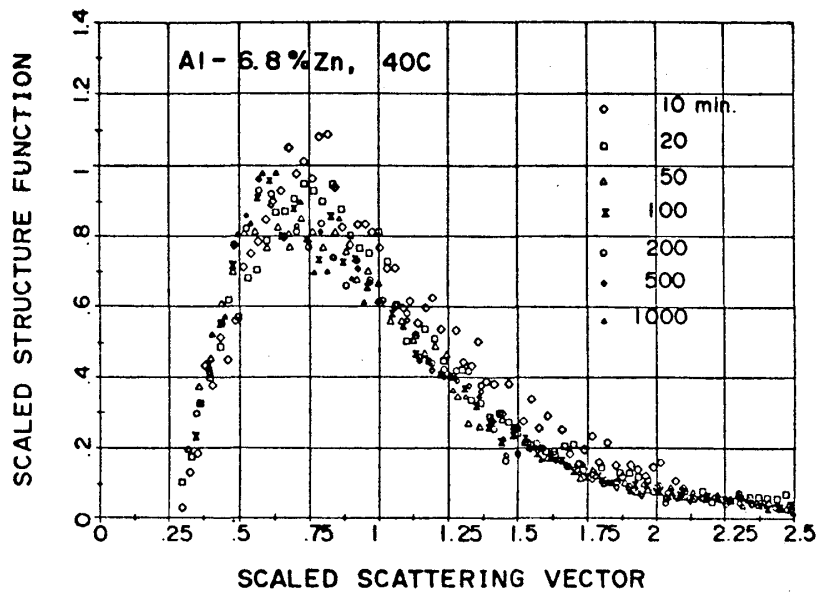
が成り立つかを確かめた。ここで $F(x)$ は時効時間によらないユニバーサルな関数で、 $k_1(t)$ は $S(k, t)$ に関する k の一次モーメントでほぼ $k_m(t) \simeq 0.7 k_1(t)$ が成り立つ。実際には

$$F\left(\frac{k}{k_1(t)}, t\right) = [k_1(t)]^3 \frac{d\Sigma}{d\Omega}(k, t) / \Sigma k^2 \frac{d\Sigma}{d\Omega}(k, t) \Delta k \quad (8)$$



第2図 k_m および $(d\Sigma/d\Omega)_m$ の時効温度 T に対する依存性。横軸は $-1/T$ をプロットした。

を計算して、異なる時効時間のものを重ねてプロットした。ここで(6)の分母は k の測定範囲が有限であることを補正するために必要なもので、 Δk は相隣る k の測定値の間隔である。第3図⁷⁾は二元合金に関して $10 \leq t \leq 1000 \text{ min}$ の時効時間に範囲に対してプロットしたもので、(5)のスケーリング則がよく成り立っていることを示している。三元系についても $50 \leq t \leq 800$



第3図 Al-6.8% Zn合金の40℃時効過程におけるスケーリング則の検証。異なる時効時間 t に対して、スケールされた構造関数 $F(x, t)$, $x = k/k_1(t)$ が t に依存しない。

minの時効時間の範囲について同じユニバーサルな関数によるスケーリング則が成り立つことも確かめられた⁷⁾。このことは相分離過程がクラスターの大きさを表わす唯一つのパラメーター $[k_1(t)]^{-1}$ によって特徴づけられることを示している。

IV) 以上の実験結果を総合して言えることは、合金においてはコヒーレント型析出に伴う歪みエネルギーや急冷前の熱処理の違いに敏感であること等の問題があるが、進んだ理論との比較に耐える十分信頼に足る実験データを得ることは可能であるということである。また、Al-6.8% Zn二元系合金は40℃で100分時効するともはやある飽和状態に達して相分離過程がほとんど進行しないが、0.1% Mgの入った三元系合金では相分離の進行速度がおそく、相分離過程の観察に適しており、Langerら²⁾、Binderら³⁾あるいはLebowitz⁵⁾らのより進んだ理論の結果が典型的に表われているようである。

文 献

- 1) J. W. Cahn, Acta Met. **9**, 795 (1961), ibid., **10**, 179 (1962), ibid., **14**, 1685 (1966).
- 2) J. S. Langer, M. Bar-on and Harold D. Miller, Phys. Rev. **A11**, 1417 (1975).
- 3) K. Binder and K. Stauffer, Phys. Rev. Lett. **33**, 1006 (1974).
- 4) Hiroshi Furukawa, Phys. Rev. Lett. **43**, 136 (1979).
- 5) J. Marro, L. Lebowitz and M. H. Kalos, Phys. Rev. Lett. **43**, 282 (1979).
- 6) S. Komura, K. Osamura, H. Fujii, T. Takeda and Y. Murakami, Colloid & Polymer Sci. **259**,

670 (1981).

- 7) S. Komura, K. Osamura, H. Fujii and T. Takeda, to be published.
- 8) S. Komura, K. Osamura, H. Fujii and T. Takeda, to be published in the proceedings of Yamada Conference VI on Neutron Scattering from Condensed Matter, Hakone, 1982, Physica B.

散逸構造の形成過程と緩和

－ 渦流形成の場合 －

東工大・理 川久保達之, 新宮原正三, 槌屋嘉実

§ 1. はじめに

空間的拡がりをもつ非平衡開放系は一般にコヒーレントな散逸構造を形成する場合が多い。しかしながら、何故秩序だった構造が形成されるのか、その過程は必ずしも明らかではない。ここでは吸い込み口のまわりに形成される渦流を例にとって、渦が形成されていく過程を実験的に調べると共に、ナビエ・ストークスの方程式を基礎とした2次元流近似での計算機シミュレーションを行い、実験との比較はした。

§ 2. 実験

矩形の水槽の底に孔をあけ、そこからポンプで流体を吸い出し、これを水槽の両脇から返しして循環させると、深さを一定に保ちながら流れを観測することができる。流体として水にグリセリンを混合して動粘性係数 $\nu = 2.8 \text{ cSt}$ にしたものを使い、表面に Al の粉末を浮かべて流れによる粉末の軌跡を写真に撮ったものが図 1 である。中央の円が $8 \text{ mm } \phi$ の流出口であり、 Q はそこから毎秒流出する水の量である。これによると流出量 Q が小さいときは小さな渦があちこちに発生するが、これらの渦は絶えず離合集散していて時間的にも空間的にも極めて不安定である。 $Q = 137 \text{ cc/s}$ では、流出口のまわりに 4 つの渦が形成され右上と左下の対角にある渦が対をなして右回り、左上と右下の対が左回りに回転している。更に Q を増すと優勢な右回りの対が他を圧倒し、全体が 1 つの渦にまとまり極めて安定したものになる。このように吸い込み口のまわりの渦の成長は沢山の小さな渦の統合を経て実現するといつてよい。

しかしながら、安定な渦の場合でも、中心の吸い込み口から離れる程流れはランダムである。この事情を見るために、周囲の水の流れ込みがなるべく等方的になるように正 12 角形の容器を作り、12 角形の各辺にとり入れ口をつけて水を取り込む一方、それらの合計した量を中心の流出口から流出させてできる流線の写真を撮った。この場合は矩形の容器で見られたような